

# 外加磁场淬火时瞬态温度场的数值模拟<sup>①</sup>

刘美红, 胡维梁, 李自良, 陈君若

(昆明理工大学机电工程学院, 云南昆明 650093)

**摘要** 在前期已提出的热传导方程的基础上, 将外加磁场的作用视作一附加能量项, 利用相变点附近铁磁材料比热和热膨胀系数的反常现象, 建立包含磁场作用的热传导控制方程. 应用有限元算法对中碳钢淬火冷却过程进行计算机数值模拟分析, 定量求解热磁耦合作用下的瞬态温度分布.

**关键词:** 磁场淬火; 比热突变; 热传导; 有限元; 数值模拟

n 中图分类号: TG156.3 文献标识码: A 文章编号: 1007-855X(2001)06-056-06

## 0 前言

淬火过程的计算机模拟有助于淬火工艺设计, 可以大大减少试验量, 有很高的实用价值, 淬火数值计算日渐成为国内外研究的热点. 目前, 此类研究已扩展到三维模型, 并全面考虑了工件的热物性系数及界面换热系数随温度的非线性变化及相变潜热对温度场的影响, 在模拟与实测中取得了令人满意的结果<sup>[1~3]</sup>.

目前, 在热处理过程中采用外加磁场的手段来更好地改善金属材料的力学、机械性能是国际材料科学的一个重要发展方向, 国内外一些学者开始利用外加磁场淬火的方法改变金属材料的组织和性能, 但仅限于实验研究<sup>[4~7]</sup>. 本文针对此问题, 以轴对称物体为例, 以热非弹性理论、相变理论及电磁场理论为基础, 利用相变点附近铁磁材料比热的反常现象, 建立含磁场相变的热传导方程, 并应用瞬态温度场的有限元算法, 尝试对45钢外加磁场的淬火过程进行计算机模拟, 并对相变计算中的一些问题进行探讨.

## 1 外加磁场淬火热传导方程的建立

铁磁物质的基本特点是在一定温度下存在自发磁化, 该温度称为居里温度. 居里温度是铁磁物质由铁磁状态转变为顺磁状态的温度, 也就是自发磁化消失的温度. 铁磁物质在没有外磁场时, 并不表现出磁性是因为铁磁物体内分成为许多自发磁化的区域, 不同区域的自发磁化强度的方向可以不一样, 它们相互抵消; 当施加外磁场时, 自发磁化方向发生改变, 而体现出各种宏观的铁磁性. 根据文献<sup>[8]</sup>中按热力学分类的原则, 由铁磁状态到顺磁状态的转变属于第二类相变, 是放热反应. 在外加磁场淬火过程中, 对于铁磁性物质, 在其居里温度附近, 比热会发生突变.

### 1.1 居里温度附近比热的处理

图1所示为45钢比热随温度的变化曲线. 由图中可以看出,  $c_p$ 先随温度的升高缓慢升高, 到达某一温度时,  $c_p$ 跃变到一极大值(温度约为750℃), 在此温度以上  $c_p$ 就急剧地下降, 超过几十度以后才渐渐地趋于正常值. 这说明  $c_p$ 在某一温度时有一个跃变, 这一温度就是居里温度  $T_c$ . 由分子场理论, 自发磁化对比热贡献部分(即比热反常)  $c_m$ 与温度的关系为<sup>[9]</sup>:

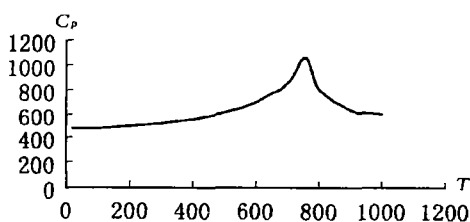


图1 45钢考虑自发磁化的比热随温度的变化曲线

① 收稿日期: 2001-03-15;

第一作者简介: 刘美红, 女, 1973年生, 在读博士. 研究方向: 材料力学行为.

$$c_m = -\frac{1}{2} \lambda \frac{d}{dT} [m(T)]^2 \quad (1)$$

式中,  $\lambda = 6160$  为“分子场”系数;  $M(T)$  为自发磁化强度. 自发磁化强度是温度的函数, 当温度 ( $T/T_c$ )  $\rightarrow 0$  时,  $\frac{d}{dT} \left( \frac{M(T)}{M(0)} \right) \rightarrow 0$ , 因此  $c_m$  也趋于零; 随着温度的升高, 自发磁化强度随温度的变化加大,  $c_m$  也就增大; 温度到达居里点  $T_c$  时, 自发磁化强度随温度的变化达到极大,  $c_m$  也达到极大; 此后自发磁化消失,  $c_m$  也为零. 在不同温度范围内, 铁磁性物质的磁特性遵从如下的实验规律<sup>[9]</sup>:

(1) 在低温下 ( $T \ll T_c$ ), 自发磁化强度  $M(T)$  服从  $T^{3/2}$  定律, 即:

$$\frac{M(T)}{M(0)} = 1 - \alpha T^{3/2} \quad (2)$$

其中,  $\alpha = \frac{0.1174}{z} \left( \frac{k}{A} \right)^{3/2}$ ,  $A$  为交换积分;  $k$  为玻耳兹曼常数;  $z$  为晶胞中原子数, 对于简单立方、体心立方、面心立方晶胞,  $z$  分别为 1, 2, 4. 交换积分是电子之间、电子与原子核之间静电作用的一种形式,  $A > 0$  是产生自发磁化的必要条件.

(2) 在居里点  $T_c$  附近, 自发磁化强度为:

$$M(T) = \begin{cases} \alpha \sqrt{T - \frac{T}{T_c}} & T \leq T_c \\ 0 & T > T_c \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $\alpha = \frac{3kT_c}{n\mu_A^2}$ ,  $\mu_A$  为磁矩, 约等于玻尔磁子, 即  $\mu_A \approx 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ , 而  $n \approx 10^{29} \text{ m}^{-3}$ .

(3) 温度高于  $T_c$  时, 磁化率  $\chi(T)$  满足居里—外斯定律, 即:

$$\chi(T) = \left. \frac{dM(T, H)}{dH} \right|_{H \rightarrow 0} = \frac{c}{T - T_c} \quad (4)$$

即有:  $M(T) = \frac{c}{T - T_c} \vec{H}$ ,  $\vec{H}$  为磁场强度;  $c = 0.1784$ , 为居里常数. 故得到外加磁场后, 总的比热  $C_p$  与自发磁化反常比热  $c_m$  和普通比热  $C_p'$  之间的关系为:

$$C_p = c_m + C_p' \quad (5)$$

## 1.2 边界条件的处理

将金属物体沉浸在充满原为静止液体的大容器中, 金属物体的壁面逐步加热至很高温度, 此时壁面与液体之间的换热称为大容器沸腾换热. 本文采用高次多项式, 写成第二类边界条件, 其热流密度  $q$  为<sup>[3]</sup>:

$$q = a_1 \Delta T_w + a_2 \Delta T_w^2 + \dots + a_l \Delta T_w^l \quad (6)$$

写成第三类边界条件, 则可将换热系数  $h(\Delta T_w)$  表示为<sup>[3]</sup>:

$$h = a_1 + a_2 \Delta T_w + a_3 \Delta T_w^2 + \dots + a_l \Delta T_w^{l-1} \quad (7)$$

## 1.3 相变条件和相组成计算

相变是材料组织结构发生变化的过程, 当某种组织在一定的温度、温度速率、外场应力、外磁场等条件下, 物体会发生相变, 而其过程往往是一种跃变过程. 加热过程中的奥氏体转变或奥氏体向铁素体、珠光体、贝氏体等转变时, 以  $f_j$  表示某种相成分的体积分数, 相变量可采用 Avrami 公式计算<sup>[10]</sup>:

$$f_j = 1 - e^{-b_n t^{a_n}} \quad (8)$$

其中,  $b_n(T)$ ,  $a_n(T)$  是两个与温度有关的参数, 它们与钢的成分及奥氏体化条件有关. 奥氏体向马氏体转变的转变量可由下式计算<sup>[11]</sup>:

$$f_j = 1 - \exp[-1.10 \times 10^{-2} (M_s - T)] \quad (8)$$

式中,  $M_s$  为马氏体相变开始的临界温度.

以  $H(x)$  表示阶梯函数:

$$H(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (10)$$

则相变条件可具体写为:

$$F_{A \rightarrow M}(T, \dot{T}) = H(\dot{T} - V_c) \cdot H(M_s - T) = 1 \quad (11)$$

#### 1.4 变物性系数的处理

淬火过程中材料的物性系数不仅是温度的非线性函数,而且还随着单元组织结构的转变而变化.将上述的相变条件和相组成计算引入材料的物性系数中,则材料的物性系数表达式可写为<sup>[12]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} k(T) &= \sum_{j=1}^M f_j k_j(T) \\ C_p'(T) &= \sum_{j=1}^M f_j C_{p_j}'(T) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

#### 1.5 控制方程组

由热传导理论,二维轴对称物体的非线性热传导方程可表示为<sup>[13]</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} k \frac{\partial T}{\partial r} + \rho r = \frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} \quad (13)$$

$k, \rho, c_p$  分别为材料的导热系数、密度、比热,均是温度的函数,  $\rho r$  为内热源.

利用外加磁场,一方面为相变提供附加的自由能差,促使相变量发生变化,致使相变产物增加,另一方面,金属试件由于电磁感应产生的热量与相变释放的潜热一起作用于试件,减慢冷却速度,使相变产物多元化.在非线性的热传导方程中,可把电磁感应产生的热量与相变释放的潜热作为内热源项,则  $\rho r$  项可以写为:

$$\rho r = \sum_{j=1}^N F_j(T, \dot{T}) f_j L_j \quad N = F, B, P, M \quad (14)$$

式中:  $F_j(T, \dot{T})$  为相变发生的条件;  $f_j L_j$  为某种相成分的体积分数  $f_j$  所释放的热量,因电磁感应产生的热量也反映到相变上,同时对温度变化率也有影响,故  $f_j L_j$  整体上为体积分数  $f_j$  和磁极化强度的函数;  $F, B, P, M$  分别对应于铁素体、贝氏体、珠光体和马氏体.有了不同时刻或不同温度下的各单元的相转变量,  $\rho r$  可计算得到.故可得到包含变物性系数、过冷沸腾边界、相变和磁场作用的热磁耦合热传导方程为:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} k \frac{\partial T}{\partial r} + \sum_{j=1}^N F_j(T, \dot{T}) \left( \frac{\partial H_j}{\partial f_j} f_j + \frac{\partial H_j}{\partial M} M \right) + \rho \frac{\partial H_j}{\partial h} h = \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} \quad (15)$$

式中,  $H$  为焓,  $h$  为磁场强度,  $M$  为自发磁化强度,  $c_p = T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)$ , 为比热.可表示为如下形式的控制方程组:

$$\left. \begin{aligned} [k(T) T_{,i}],_{,i} &= c_p(T) \dot{T} - \sum_{j=1}^N F_j(T, \dot{T}) f_j L_j + \frac{\partial H_j}{\partial h} h && \Omega \times (0, t] \text{ 内} \\ -k(T) \frac{\partial T}{\partial n} &= a_1 \Delta T_w + a_2 \Delta T_w^2 + \dots + a_l \Delta T_w^l && \partial \Omega \times (0, t] \text{ 上} \\ T(x, 0) &= T_0 && \Omega \text{ 内} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$T_0$  为试样的边界温度.

## 2 热传导问题的泛函

以  $T_0$  表示边界上的温度,  $T_i$  表示初始温度,将方程组(16)写成如下形式:

$$\left. \begin{aligned} k(T) T_{,ii} + \frac{dk(T)}{dT} T_{,i} T_{,i} - [c_p(T) - \sum_{j=1}^N F_j(T, \dot{T}) \frac{df_j}{dT} L_j + \frac{\partial H_j}{\partial h} \frac{dh}{dT}] \dot{T} &= 0 && \Omega \times (0, t] \text{ 内} \\ -k(T_B) \frac{\partial T_B}{\partial n} - a_1 \Delta T_w - a_2 \Delta T_w^2 - \dots - a_l \Delta T_w^l &= 0 && \partial \Omega \times (0, t] \text{ 上} \\ T_i - T_0 &= 0 && \Omega \text{ 内} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

再将方程组(17)写成抽象形式:

$$\left. \begin{aligned} P(T) &= 0 \\ P(T_B) &= 0 \\ P(T_I) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中  $P, P_B, P_I$  分别表示抽象的算子. 引入矩阵算子  $A$  和元素  $u$ , 它们分别表示:

$$A = \begin{bmatrix} P & 0 & 0 \\ 0 & P_B & 0 \\ 0 & 0 & P_I \end{bmatrix}, u = (T, T_B, T_I) \quad (19)$$

则方程组(17)可写成抽象形式:

$$Au = 0 \quad (20)$$

令  $v = (\eta, \eta_B, \eta_I)$  和  $w = (\xi, \xi_B, \xi_I)$ ,  $v$  和  $w$  是  $u$  所在空间的任意元素. 由泛函分析中关于势算子的条件, 即方程组(17)是否存在其临界点(或极值点)就是(20)式的解的泛函, 这样的泛函存在的必要充分条件是<sup>[11]</sup>:

$$\langle dA(u; v), w \rangle = \langle dA(u; w), v \rangle \quad (21)$$

式中  $dA(u; v)$  为算子  $A$  的 Gâteaux 微分, 在 Hilbert 空间中  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  为内积. 令

$$C = C_p(T) - \sum_{j=1}^N F_j(T, \hat{T}) \frac{df_j}{dT} L_j + \rho \frac{\partial H}{\partial h} \frac{dh}{dT} \quad (22)$$

经过推导, 有:

$$\langle dA(u; v), w \rangle - \langle dA(u; w), v \rangle = \int_0^1 \int_{\Omega} \left\{ 2 \frac{dk(T)}{dT} \cdot T_{,i} (\xi_{\eta,i} - \xi_i \eta) - C(\eta\xi - \xi\eta) \right\} d\Omega \quad (23)$$

则泛函成立的条件为:

$$\xi_{\eta,i} - \xi_i \eta = 0, \quad \eta\xi - \xi\eta = 0 \quad (24)$$

这样的条件一般不成立. 欲使之成立, 需采用向后差分格式处理  $T$ , 将时间过程分解成许多微小的时间间隔  $\Delta t_n$ , 将  $\Delta t_n$  内的  $T$  以差分格式代替, 在  $\Delta t_n$  内可以将物性系数视为常数, 则在  $\Delta t_n$  内(17)式成为:

$$\left. \begin{aligned} & \left. \begin{aligned} \hat{k}(T_{n-1}) T_{ii} - \frac{1}{\Delta t_n} [ \hat{C}_p(T_{n-1}) - \sum F_j(T, \hat{T}) \frac{df_j}{dT} L_j + \frac{\partial H}{\partial h} \frac{dh}{dT} ] T \\ &= \frac{1}{\Delta t_n} [ \hat{C}_p(T_{n-1}) - \sum_{j=1}^N F_j(T, \hat{T}) L_j \frac{df_j}{dT} \Big|_{\hat{T}_{n-1}} + \frac{\partial H}{\partial h} \frac{dh}{dT} \Big|_{\hat{T}_{n-1}} ] \end{aligned} \right\} \Omega \times (t_{n-1}, t) \text{ 内} \\ & - \hat{k}(T_{n-1}) \frac{\partial T}{\partial n} = a_1 \Delta T_w - a_2 \Delta T_w^2 + \dots + a_l \Delta T_w^l \end{aligned} \right\} \partial \Omega \times (0, t] \text{ 上} \\ & T(x, t_{n-1}) = \hat{T}_{n-1} \end{aligned} \right\} \bar{\Omega} \text{ 内} \quad (25)$$

这样处理后, 势算子条件(21)成立, 则对应的泛函为<sup>[11]</sup>:

$$J(u) = \int_0^1 \langle A(su), u \rangle ds \quad \Delta T_n \text{ 中} \quad (26)$$

由(25)、(26)得到泛函, 整理后为:

$$\begin{aligned} J(u)_{\Delta t_n} &= \int_{n-1}^n \left\{ \int_{\Omega} \left[ \frac{\hat{k}(T_{n-1})}{2} T_{,i} T_{,i} + \frac{1}{\Delta t_n} \left( \hat{C}_p(T_{n-1}) - \sum_{j=1}^N F_j(T, \hat{T}) L_j \frac{df_j}{dT} \Big|_{\hat{T}_{n-1}} + \frac{\partial H}{\partial h} \frac{dh}{dT} \Big|_{\hat{T}_{n-1}} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \left( \frac{T^2}{2} - \hat{T}_{n-1} T \right) \right] d\Omega - \int_{\partial \Omega} \left( a_1 \left[ \frac{T^2}{2} - T \hat{T}_A \right] + a_2 \left[ \frac{T^3}{3} - T^2 \hat{T}_A + \hat{T}_A^2 T \right] + \dots \right) ds \right\} dt \\ & \Delta t_n \text{ 中}, n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (27)$$

显然, 由  $\delta J(u) = 0$ , 即可得到方程组(25). 将整个平面区域离散成  $M$  个单元、 $L$  个节点后, 泛函将成为以全部节点温度  $T_1, T_2, \dots, T_L$  为参数的函数. 如果节点温度  $T_1, T_2, \dots, T_L$  取不同的值, 泛函  $J(u)$  也将相应有不同的值. 因此, 由  $\delta J(u) = 0$  可得到以  $T_i$  为待定值的代数方程组. 解方程组, 得到全部  $T_i (i$

$= 1, 2, 3, \dots, L)$  值, 它就是泛函  $J(u)$  的临界点的近似数值解。

### 3 有限元计算

外加磁场淬火是一个非稳态过程, 经过上述分析后, 满足泛函存在的充分必要条件, 则可建立外加磁场淬火时轴对称物体的有限元基本方程:

$$([H] + [Q])\{T\} = [Q]\{T_{n-1}\} - \{P\} - \{F\} \quad (28)$$

式中  $[H]$  为热传导矩阵;  $[Q]$  为热容矩阵;  $\{P\}$  为边界换热向量;  $\{F\}$  为内热源向量;  $\{T\}$  和  $\{T_{n-1}\}$  分别为时刻  $t_n$  和  $t_{n-1}$  时的温度向量。由有限元问题的单元划分及形函数、矩阵方程的建立, 通过上式可解出各瞬时的全部节点温度值, 并应用形函数计算出每一单元内的温度分布, 实现瞬态温度场的计算。

### 4 计算实例及分析

上述算法已用 Ms-Fortran 5.1 语言编程实现, 并用于分析下列淬冷热传导过程。计算对象为 45 钢制造的  $\phi 30 \times 60$  的圆柱体, 试样如图 2 所示(取子午面分析)。淬火温度为  $860^\circ\text{C}$ , 磁场强度为  $4.4 \times 10^4 \text{ A/m}$ , 在初始温度为  $20^\circ\text{C}$  的水中连续冷却。对方程(25)进行模拟计算, 其结果如图 3、图 4 所示。图 3、图 4 分别为心部点 B 和边界点 A 在不同条件下温度的计算值。由图可以看出, 相变时释放的潜热对温度场的影响较大, 特别在激烈相变的温度区域内。表层 A 点在 4s、 $350^\circ\text{C}$  左右开始相变, 释放潜热使冷却速度减缓, B 点在 12s 处也有类似的变化, 而且影响效果更为显著, 出现了明显的平台, 故在对淬火类问题的热传导计算时, 忽略相变影响将造成较大误差; 在附加磁场的冷却介质中淬火时, 由于磁场的作用, 铁磁质的比热在居里温度( $750^\circ\text{C}$ )附近发生了突变, 影响到相变过程, 使淬火冷却速度减缓, 在马氏体相变点以上, 这一影响在心部点更为明显; 在马氏体相变点以下, 磁场对边界点的影响比较显著。磁场作用使工件的淬透性降低, 易于出现非马氏体组织(如屈氏体、贝氏体)。

### 5 结论

(1) 计算表明, 忽略相变影响, 将造成较大误差, 由于相变潜热的存在, 心部冷却速度达不到临界冷却速度, 出现淬不透现象;

(2) 外加磁场大大降低了试样的冷却速度, 使得温度变化率减小, 因而磁场淬火过程中热应力及组织应力小, 淬火变形小;

(3) 外加磁场改变了工件的热物性系数, 影响工件的相变过程, 淬透性降低, 易于出现非马氏体组织(如屈氏体、贝氏体);

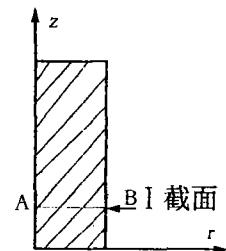


图 2 试样子午面

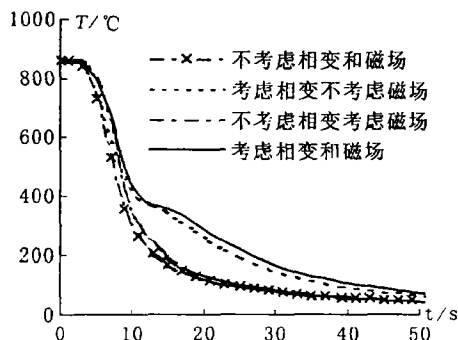


图 3 点 B 温度分布的计算结果

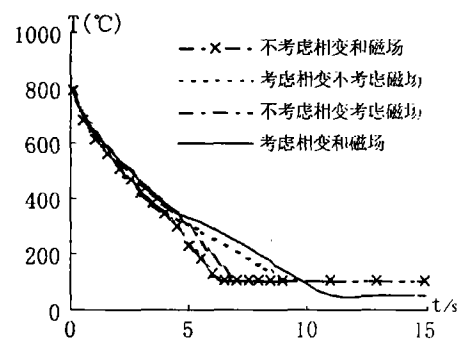


图 4 点 A 温度分布的计算结果

(4) 将计算机应用于磁场淬火工件的温度场、应力场的模拟, 具有重要的理论和应用价值, 理论研究有待进一步开发, 故磁场淬火的数值模拟潜力大, 前景广阔。

**参考文献:**

- [1] 潘建生等. 45 钢淬火三维瞬态温度场与相变的计算机模拟[J]. 热加工工艺, 1998, (1): 9~12.
- [2] 田东等. 淬冷过程中三维传热的数值模拟[J]. 兵器材料科学与工程, 1998, 21(4): 28~31.
- [3] 陈君若等. 淬火时考虑过冷沸腾边界和相变的热传导问题[J]. 金属热处理学报, 1993, 14(1): 42~49.
- [4] 龚方岳等. 磁场淬火对碳钢组织的影响[J]. 机械工程材料, 1987, (11): 45~50.
- [5] 戚正风等. 钢的磁场热处理[C]. 见: 中国机械工程学会第一届热处理年会论文集, 1986. 160~167.
- [6] M. K. Korenko, M. Cohen. 高磁场中的马氏体相变[C]. 见: 钢的组织转变译文集. 北京: 机械工业出版社, 1975. 216~219.
- [7] 任福东等. 9SiCr 钢磁场等温淬火新工艺的研究[J]. 金属热处理, 1993, (5): 23~27.
- [8] 徐祖耀. 相变原理[M]. 北京: 科学技术出版社, 1988. 345.
- [9] 戴道生, 钱昆明. 铁磁学[M]. 北京: 科学技术出版社, 1987. 285.
- [10] Oden J T, Reddy J N. Variational Methods in Theoretical Mechanics[M]. 2nd ed. Springer-Verlag, 1983. 208.
- [11] 徐祖耀. 马氏体相变与马氏体[M]. 北京: 科学出版社, 1981. 268.
- [12] 陈君若等. 厚壁管类式件水淬传热问题的计算机模拟[J]. 金属热处理学报, 1997, 18(1): 38~44.
- [13] 刘庄等. 热处理过程的数值模拟[M]. 北京: 科学技术出版社, 1996. 350.
- [14] 王洪纲. 热弹性力学概论[M]. 北京: 清华大学出版社, 1989. 365.

## Numerical Simulation of Temperature Field in the Quenching Process by Means of the Magnetic Field

LIU Mei-hong, HU Wei-liang, LI Zi-liang, CHEN Jun-ruo

(The Faculty of Mechanical and Electrical Engineering, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, China)

**Abstract** In this paper, on the basis of the heat conduction equation which has already been brought forward in prophase, we treat the effect of the extra magnetic field as an additional energy item, taking advantage of the abnormal phenomena of specific heat and thermal dilate coefficient of iron - magnetism stuff near the phase transformation point, and establish the heat conduction equation involving the effect of magnetic field. By finite element method to simulate quenching process of middle - carbon steel, the distributing of transient temperature on the condition of coupling effects of heat and magnetism is obtained quantificationally.

**Key words:** quenching process by the magnetic field; abrupt change of specific; heat conduction; finite element method; numerical simulation

(上接第 55 页)

## The Research on Evolution of the Magnetic Field Quenching and Its Numerical Simulation

LIU Mei-hong, LI Zheng-hua, CHEN Jun-ruo

(The Faculty of Mechanical and Electrical Engineering, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, China)

**Abstract** At present, in heat treatment process, the method of improving the mechanical properties of the metal materials by means of additional magnetic field is an important development tendently in international material study. Some scholars begin to utilize the quenching by additional magnetic field to change the organization and capabilities of the metal. This paper summarizes the research and application in the magnetic field quenching, briefs the theory of the magnetic field quenching and put forward some assumptions in the numerical simulation of the magnetic field quenching.

**Key words:** magnetic field quenching; specific heat; ardent dilated coefficient; numerical simulation